ИЗВЕСТИЯ
ТОМСКОГО ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА имени С. М. КИРОВА

Том 89 1957

ПРОГРЕВ ТЕЛ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛУЧИСТОГО ТЕПЛА
(Сообщение первое)

Г.П. БОЙКОВ

В работе рассматривается прогрев тел классической формы при граничном условии типа 2-го рода, когда теплообмен происходит по закону Стефана-Больцмана и лучистый поток симметричен.

Излагается метод зонального (во времени) расчета температурного поля при распространении тепла к одном измерении к предположении, что термические характеристики вещества неизменны.

Даются расчетные зависимости и соотношения, а также методика выбора расчетного интервала времени.

Известно, что при больших температурах источника тепла (приблизительно выше 800°С) передача тепла к нагреваемому телу происходит в основном лучистой энергией по закону Стефана-Больцмана.

Для того, чтобы определить температурное поле в теле при таком теплообмене, необходимо решить систему уравнений:

$$\frac{\partial T_{(x,\tau)}}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T_{(x,\tau)}}{\partial x^2} \tag{1}$$

$$T_{(x,o)} = T_o \tag{2}$$

$$\frac{\partial T_{(R,\tau)}}{\partial x} = \frac{\varepsilon_n \cdot C_o}{\lambda}\left[\left(\frac{T_c}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_{(R,\tau)}}{100}\right)^4\right] \tag{3}$$

$$\frac{\partial T_{(o,\tau)}}{\partial x} = 0. \tag{4}$$

Получить решение непосредственно из системы (1) – (4) затруднительно, так как пока еще не найдено пути, который позволил бы удовлетворительно согласовать решение дифференциального уравнения (1) с граничным условием вида (3). В связи с тем, что определение температурного поля, описанного условиями (1) – (4), имеет большой практический и принципиальный интерес, приходится прибегать к искусственным приемам, которые в некотором приближении дают возможность рассчитать прогрев тел под действием лучистого тепла.

Одним из наиболее распространенных приемов решения рассматриваемого вопроса является способ сведения граничных условий типа второго рода (3) к граничным условиям типа третьего рода путем введения условного коэффициента теплоотдачи излучением. Граничное условие, выраженное законом

$$\lambda \frac{\partial T_{(R,\tau)}}{\partial x} = \alpha_{изл.}(T_c - T_{(R,\tau)}), \tag{3'}$$

позволяет получить решение системы (1), (2), (3'), (4) в виде:

$$\frac{T_{(x,\tau)} - T_o}{T_c - T_o} = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2\sin\mu_n}{\mu_n + \sin\mu_n \cdot \cos\mu_n} \cdot \cos\left(\mu_n \frac{x}{R}\right) \cdot e^{-\mu_n^2 \frac{a\tau}{R^2}};$$

$$\left(\text{здесь } \operatorname{ctg}\mu = \frac{\mu}{Bi} \text{ и } Bi = \frac{\alpha_{изл.} \cdot R}{\lambda}, \text{ см. [5], [6]}\right), \tag{5}$$

которое в некотором приближении дает возможность вести практически расчеты.

Предлагаемая методика исследования позволяет иначе подойти к рассматриваемому вопросу и дает возможность несколько более приблизить расчетные данные к практическим. Согласно этой методике, температурное поле в пространстве рассматривается в виде непрерывной функциональной зависимости, дающей плавное изменение функции в зависимости от аргумента. Расчет же температурного поля во времени производится зонально с использованием принципа конечных разностей (см. [9], [10], [12]). Исходными данными при получении распределения температуры служат решения А. В. Лыкова для пластины, цилиндра и шара при постоянном лучистом потоке (см. [6]). Решение, например, для пластины им дано в виде:

$$T_{(x,\tau)} = T_o + \frac{g_{c_1}}{\lambda}\left[\frac{a\tau}{R} - \frac{R^2-3x^2}{6R} + R\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^{n+1}\frac{2}{\mu_n^2}\cdot\right.$$

$$\left.\cdot\cos\left(\mu_n\frac{x}{R}\right)\cdot e^{-\mu_n^2\frac{a\tau}{R^2}}\right] \quad (6)$$

(здесь $\sin\mu = 0$).

Взяв выражение (6) за исходное, полагаем, что постоянный лучистый поток g_{C1} определяется по закону:

$$g_{c_1} = \varepsilon_n \cdot C_o\left[\left(\frac{T_c}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_o}{100}\right)^4\right] \quad (7)$$

и действует не на протяжении всего процесса прогрева, а лишь на протяжении малого конечного отрезка времени, равного τ_1 Подставив τ_{1d} выражение (6) вместо τ, получим распределение температуры по истечении первого отрезка времени от начала прогрева. Здесь же, заменив x на R; получим значение температуры на поверхности пластины, T_1 (R).

Имея эти данные, получаем распределение температуры по истечении второго такого же интервала времени τ_1 путем решения системы:

$$\frac{\partial T_{(x,\tau)}}{\partial\tau} = a\cdot\frac{\partial^2 T_{(x,\tau)}}{\partial x^2}; \quad (8)$$

$$T_{(x,o)} = T_o + \frac{g_{c_1}}{\lambda}\left[\frac{a\tau_1}{R} - \frac{R^2-3x^2}{6R} + R\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^{n+1}\cdot\right.$$

$$\left.\frac{2}{\mu_n^2}\cdot\cos\left(\mu_n\frac{x}{R}\right)\cdot e^{-\mu_n^2\frac{a\tau_1}{R^2}}\right]; \quad (9)$$

$$\frac{\partial T_{(R,\tau)}}{\partial x} = \frac{\varepsilon_n\cdot C_O}{\lambda}\cdot\left[\left(\frac{T_c}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_1(R)}{100}\right)^4\right] = \frac{g_{c_2}}{\lambda}; \quad (10)$$

$$\frac{\partial T_{(o,\tau)}}{\partial x} = 0 \quad (11)$$

и подставкой в полученное решение:

$$T_{(x,\tau)} = T_0 + \frac{g_{c_1}}{\lambda}\left[\frac{a\tau_1}{R} - \frac{R^2-3x^2}{6R} + \frac{a\tau}{R} + R\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^{n+1}\cdot\right.$$

$$\left.\cdot\frac{2}{\mu_n^2}\cdot\cos\left(\mu_n\frac{x}{R}\right)\cdot e^{-\mu_n^2\frac{a\tau_1}{R^2}}\cdot e^{-\mu_n^2\frac{a\tau}{R^2}}\right] + \frac{(g_{c_2}-g_{c_1})}{\lambda}\cdot$$

$$\cdot\left[\frac{a\tau}{R} - \frac{R^2-3x^2}{6R} + R\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^{n+1}\cdot\frac{2}{\mu_n^2}\cdot\cos\left(\mu_n\frac{x}{R}\right)\cdot\right.$$

$$\left.\cdot e^{-\mu_n^2\frac{a\tau}{R^2}}\right]. \quad (12)$$

вместо τ значения τ_1 (см. [1], [2], [6], [12]).

Продолжая аналогичные рассуждения, можно убедиться, что распределение температуры в пластине по истечении m-го момента времени от начала прогрева имеет вид:

$$T_m(x) = T_O + \frac{a\tau_1}{\lambda R}\cdot\left(g_{c_1} + g_{c_2} + \ldots g_{c_m}\right) - \frac{g_{c_m}\cdot(R^2-3x^2)}{6\lambda R} +$$

$$+R\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^{n+1}\frac{2}{\mu_n^2}\cdot\cos\left(\mu_n\frac{x}{R}\right)\cdot\left[\frac{g_{c_1}}{\lambda}\cdot e^{-m\mu_n^2\frac{a\tau_1}{R^2}} -\right.$$

$$-\frac{(g_{c_1}-g_{c_2})}{\lambda}\cdot e^{-(m-1)\mu_n^2\frac{a\tau_1}{R^2}} - \frac{(g_{c_2}-g_{c_3})}{\lambda}\cdot e^{-(m-2)\mu_n^2\frac{a\tau_1}{R^2}} -$$

$$\left.-\ldots\ldots-\frac{(g_{c(m-1)}-g_{c_m})}{\lambda}\cdot e^{-\mu_n^2\frac{a\tau_1}{R^2}}\right]; \quad (13)$$

или в сокращенной записи:

$$\frac{T_m(x)}{T_c} = \frac{T_O}{T_c} + \frac{g_c \cdot R}{\lambda \cdot T_c}\left\{\frac{a\tau_1}{R^2} \cdot \sum_{i=1}^{i=m} \frac{g_{ci}}{g_c} - \frac{g_{cm}}{g_c} \cdot \frac{R^2 - 3x^2}{6R^2} + \right.$$
$$+ \sum_{n=1}^{\infty}(-1)^{n+1} \frac{2}{\mu_n^2} \cdot \cos\left(\mu_n \frac{x}{R}\right) \cdot \left[\frac{g_{c_1}}{g_c} \cdot e^{-m\mu_n^2 \frac{a\tau_1}{R^2}} - \right.$$
$$\left.\left. - \sum_{i=1}^{i=m-1} \frac{g_{c_i} - g_{c(i+1)}}{g_c} \cdot e^{-(m-i)\mu_n^2 \frac{a\tau_1}{R^2}}\right]\right\}. \quad (14)$$

Последнее в критериях подобия[1)] запишется в форме

$$\Theta_m(X) = \Theta_O + K_i\left\{F_{0_1} \sum_{i=1}^{i=m} Q_{c_i} - Q_{c_m} \cdot \frac{1}{6}(1 - 3X^2) + \right.$$
$$+ \sum_{n=1}^{\infty}(-1)^{n+1} \cdot \frac{2}{\mu_n^2} \cdot \cos\left(\mu_n X\right) \cdot \left[Q_{c_1} \cdot e^{-m\mu_n^2 Fo_1} - \right.$$
$$\left.\left. - \sum_{i=1}^{i=m-1}\left(Q_{c_i} - Q_{c(i+1)}\right) \cdot e^{-(m-i)\mu_n^2 \cdot Fo_1}\right]\right\}. \quad (15)$$

Для случая "тонких"[2)] тел (K_i<0,12) вести расчет по выражениям (14) и (15) будет нерационально. В этом случае удобнее пользоваться понятием средней температуры всей массы тела, которая, например, для пластины определится из соотношения:

$$\frac{T_m^{cp}}{T_c} = \frac{1}{R}\int_o^R \frac{T_m(x)}{T_c} \cdot dx = \frac{T_O}{T_c} +$$
$$+ \frac{g_c \cdot R}{\lambda \cdot T_c} \cdot \frac{a\tau_1}{R^2} \cdot \sum_{i=1}^{i=m} \frac{g_{c_i}}{g_c}; \quad (16)$$

или в критериальном виде:

$$\Theta_m^{cp} = \Theta_O + K_i \cdot F_{O_1} \cdot \sum_{i=1}^{i=m} Q_{c_i}. \quad (17)$$

Выражения [16] и [17] получены как среднее интегральное от распределений соответственно (14) и (15).

Как видно из зависимостей (14) и (16), при расчете распределения температуры требуется задаваться расчетным интервалом времени τ^1. Несомненно, что увеличение численного значения расчетного интервала времени τ_1 может значительно сократить объем вычислений. С другой стороны, увеличение расчетного интервала времени влечет за собой увеличение погрешности, превышение которой сверх допустимой величины снижает ценность расчета.

Предлагаемый способ выбора расчетного интервала времени включает в себя три шага. Первый шаг заключается в предварительном определении расчетного интервала времени по приближенной зависимости

$$\tau_1 = \frac{P \cdot \lambda \cdot T_c \cdot R}{g_c \cdot a}, \quad (18)$$

где P – постоянное число, различное для пластины, цилиндра и шара (например, для пластины и цилиндра равное соответственно 0,03 и 0,025)

Второй шаг заключается в проверке полученного из формулы (18) расчетного интервала времени путем оценки приближения с использованием неравенства

$$\varphi_m \leqslant f(\tau_1), \quad (19)$$

где φ_m – действительная погрешность расчета, выраженная через лучистые потоки

$$\varphi_m = \frac{g_{c_{ucm}} - g_{c_2}}{g_{c_1}},$$

$f(\tau_1)$ – некоторая функция, обладающая следующими особенностями:

[1)] см. [3], [4], [11], [12].

[2)] О "тонких" телах см. [7], [8].

– во-первых, эта функция до некоторой степени отражает действительную погрешность расчета, φ_m приближаясь к ней по своей численной величине;
– во-вторых, действительная погрешность расчета φ_m всегда меньше или равна этой функции.

Функция $f(\tau_1)$ находится из анализа изменения температур и лучистых потоков на поверхности тела. Найдем эту функцию и докажем, что действительная погрешность $\varphi_m \leq f(\tau_1)$.

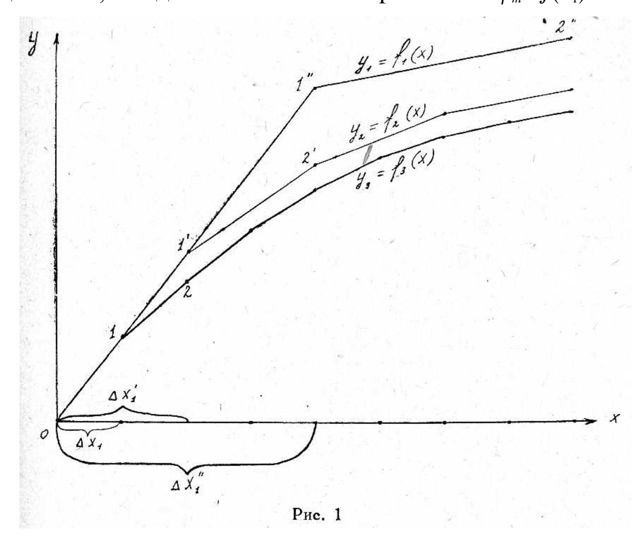


Рис. 1

Пусть имеем некоторую ломаную кривую $y_1 = f_1\ (x)$ (см. рис. 1), которая обладает следующими свойствами:

1) Перелом кривой происходит через одинаковые интервалы аргумента, имеющие какое-то значение $\Delta x_1''$.
2) При уменьшении численной величины интервала $\Delta x_1''$ до $\Delta x_1'$ и далее в сторону нуля и, таким образом, при увеличении числа этих интервалов в сторону бесконечности, кривая $y_1 = f_1\ (x)$ через ряд промежуточных ломаных кривых $y_2 = f_2(x)$; $y_3 = f_3(x)$ и т. д. стремится к некоторому пределу, который является "истиным" и представляет уже плавную кривую зависимости $y = f(x)$.
3) Каждая последующая ломаная кривая $y_2 = f_2(x)$; $y_3 = f_3(x)$ и т. д. является более близкой к “истинной” кривой $y = f(x)$ по сравнению с предыдущей и имеет более плавный ход.
4) Образование плавного перехода на месте перелома в любой произвольной точке говорит о том, что и точка с наибольшим переломом недалека от состояния плавности, а значит и рассматриваемая кривая недалека от наложения на истинную кривую.

Учитывая все сказанное в пунктах 1 – 4, рассмотрим отдельно участок рис. 1, обозначаемый точками:

$$0 - 1 \begin{cases} 1' - 2' \\ 2 \end{cases}$$

(см. рис. 1а).

Из рис. 1а видно, что кривая 0–1–2 является более близкой к истинной кривой, чем кривая 0–1'–2', так как α_1 стоит по своей величине значительно ближе к α, чем α'_1, о чем говорит более плавный ход кривой 0–1–2.

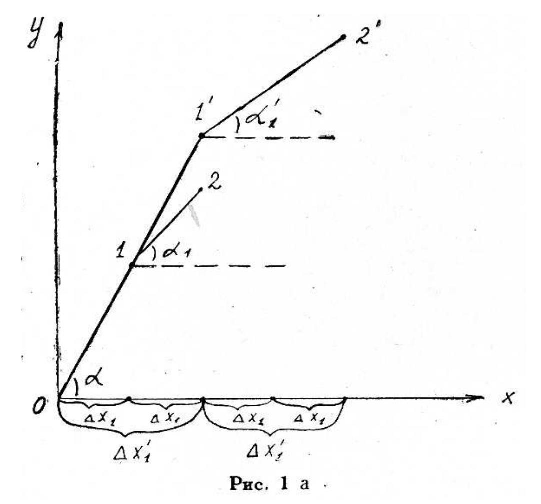


Рис. 1 а

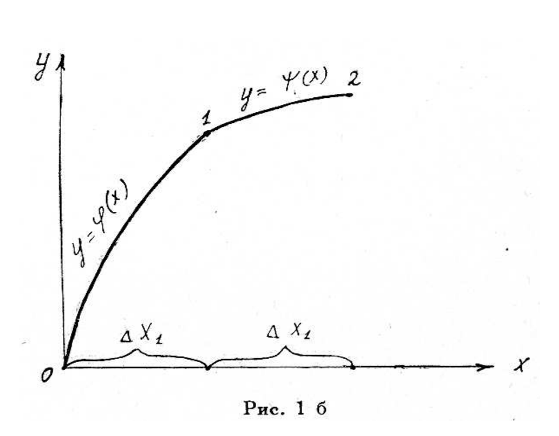


Рис. 1 б

Очевидно, что степень несовпадения кривой 0–1–2 и истинной кривой может быть оценена из соотношения

$$\frac{\operatorname{tg}\alpha - \operatorname{tg}\alpha_1}{\operatorname{tg}\alpha}. \qquad (V)$$

Чем меньшее значение имеет это отношение, тем кривая 0–1–2 ближе подходит к истинной и наоборот. Если ломаная кривая состоит из отдельных плавных кривых (см. рис. 1*б*), функциональная зависимость которых известна в первых двух интервалах [$y = \varphi(x)$; $y = \varphi(x)$], то выражение (V) может быть представлено через угловые коэффициенты:

$$\frac{\dfrac{d\varphi(x)_{x=\Delta x_1}}{dx} - \dfrac{d\psi(x)_{x=0}}{dx}}{\dfrac{d\varphi(x)_{x=\Delta x_1}}{dx}}. \qquad (W)$$

Значит, для нашего случая при расчетах изменения температуры, например, на поверхности пластины, зависимость, аналогичная (W), примет вид:

$$\frac{\dfrac{dT_{1(R,\tau_1)}}{d\tau} - \dfrac{dT_{2(R,O)}}{d\tau}}{\dfrac{dT_{1(R,\tau_1)}}{d\tau}} = f(\tau_1).$$

Здесь, согласно выражений (6) и (12),

$$T_{1(R,\tau)} = T_O + \frac{g_{c_1}\cdot R}{\lambda}\left[\frac{a\tau}{R^2} + \frac{1}{3} - \sum_{n=1}^{\infty}\frac{2}{\mu_n^2}\cdot e^{-\mu_n^2\frac{a\tau}{R^2}}\right]$$

$$T_{2(R,\tau)} = T_O + \frac{g_{c_1}\cdot R}{\lambda}\left[\frac{a\tau_1}{R^2} + \frac{1}{3} + \frac{a\tau}{R^2} - \sum_{n=1}^{\infty}\frac{2}{\mu_n^2}\cdot e^{-\mu_n^2\frac{a\tau_1}{R^2}}\cdot e^{-\mu_n^2\frac{a\tau}{R^2}}\right] + \frac{(g_{c_2} - g_{c_1})R}{\lambda}\cdot\left[\frac{a\tau}{R^2} + \frac{1}{3} - \sum_{n=1}^{\infty}\frac{2}{\mu_n^2}e^{-\mu_n^2\frac{a\tau}{R^2}}\right],$$

поэтому

$$f(\tau_1) = \frac{3(g_{c_1} - g_{c_2})}{g_{c_1}\left[1 + 2\sum_{n=1}^{\infty} e^{-\mu_n^2\frac{a\tau_1}{R^2}}\right]}.$$

Сравнивая теперь

$$\varphi_m = \frac{g_{c_{ucm}} - g_{c_2}}{g_{c_1}} \quad \text{и} \quad \frac{3(g_{c_1} - g_{c_2})}{g_{c_1}\left[1 + 2\sum_{n=1}^{\infty} e^{-\mu_n^2\frac{a\tau_1}{R^2}}\right]} = f(\tau_1),$$

заключаем, что для пластины всегда существует неравенство

$$\varphi_m \leqslant \frac{3(g_{c_1} - g_{c_2})}{g_{c_1}\left[1 + 2\sum_{n=1}^{\infty} e^{-\mu_n^2\frac{a\tau_1}{R^2}}\right]}, \qquad (20)$$

потому что

$$g_{c_1} = \varepsilon_n C_O\left[\left(\frac{T_c}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_O}{100}\right)^4\right] \geqslant g_{c_{ucm}} = \varepsilon_n\cdot C_O\left[\left(\frac{T_c}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_{ucm}}{100}\right)^4\right]$$

(так как T_0 – начальная температура тела, а $T_{\text{ист.}}$ – температура на поверхности по истечении некоторого отрезка времени от начала прогрева).

Следует отметить, что ряд в выражениях (14) и (15) (третий член в фигурных скобках) быстро сходится, его значение с увеличением времени становится очень малым по сравнению с двумя первыми слагаемыми в фигурных скобках. Поэтому, начиная с некоторого момента времени, им можно пренебречь. Тогда дальнейший расчет, связанный с учетом лишь первых двух слагаемых в фигурных скобках, значительно упрощается.

Удельный расход тепла для пластины может быть определен по формуле:

$$\Delta g_s^{(m)} = \tau_1 \sum_{i=1}^{i=m} g_{c_i} . \qquad (21$$

Выражения, аналогичные (14) – (21), для цилиндра имеют вид:

$$\frac{T_m(r)}{T_c} = \frac{T_o}{T_c} + \frac{g_c . R}{\lambda \cdot T_c} \cdot \left\{ 2 \cdot \frac{a\tau_1}{R^2} \cdot \sum_{1=i}^{i=m} \frac{g_{c_i}}{g_c} - \frac{1}{4} \cdot \frac{g_{c_m}}{g_c}\left(1 - 2\frac{r^2}{R^2}\right) - \right.$$

$$- \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{\mu_n^2 \, . J_o(\mu_n)} \cdot \mathrm{J}_o\left(\mu_n \frac{r}{R}\right)\left[\frac{g_{c_1}}{g_c} . e^{-m\mu_n^2 \frac{a\tau_1}{R^2}} - \right.$$

$$\left. \left. - \sum_{i=1}^{i=m-1} \frac{g_{c_i} - g_{c\,(i+1)}}{g_c} . e^{-(m-i)\mu_n^2 \frac{a\tau_1}{R^2}} \right] \right\}; \qquad (14'$$

$$\Theta_m(R) = \Theta_o + K_i \left\{ 2F_{O_1} \sum_{i=1}^{i=m} Q_{c_i} - \frac{1}{4} Q_{c_m} (1 - 2R^2) - \right.$$

$$- \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{\mu_n^2 \cdot J_o(\mu_n)} . J_o(\mu_n R) \left[Q_{c_1} . e^{-m\mu_n^2 F_{O_1}} - \right.$$

$$\left. \left. - \sum_{i=1}^{i=m-1} (Q_{c_i} - Q_{c_{(i+1)}}) \cdot e^{-(m-i)\mu_n^2 . F_{O_1}} \right] \right\}; \qquad (15'$$

$$\frac{T_m^{cp}}{T_c} = \frac{2}{R^2} \cdot \int_o^R r \cdot \frac{T_m(r)}{T_c} . dr = \frac{T_o}{T_c} + 2 \frac{g_c . R}{\lambda \cdot T_c} .$$

$$. \frac{a\tau_1}{R^2} \cdot \sum_{i=1}^{i=m} \frac{g_{c_i}}{g_c}; \qquad (16'$$

$$\Theta_m^{cp} = \Theta_o + 2K_i \, . \, F_{O_1} \sum_{i=1}^{i=m} Q_{c_i} \; ; \qquad (17')$$

$$\varphi_m \leqslant \frac{2(g_{c_1} - g_{c_2})}{g_{c_1}\left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\mu_n^2 \frac{a\tau_1}{R^2}}\right]}; \qquad (20')$$

$$\Delta g_v = \frac{2}{R} . \tau_1 . \sum_{i=1}^{i=m} g_{c_i}; \qquad (21')$$

Подобные соотношения могут быть написаны и для шара.

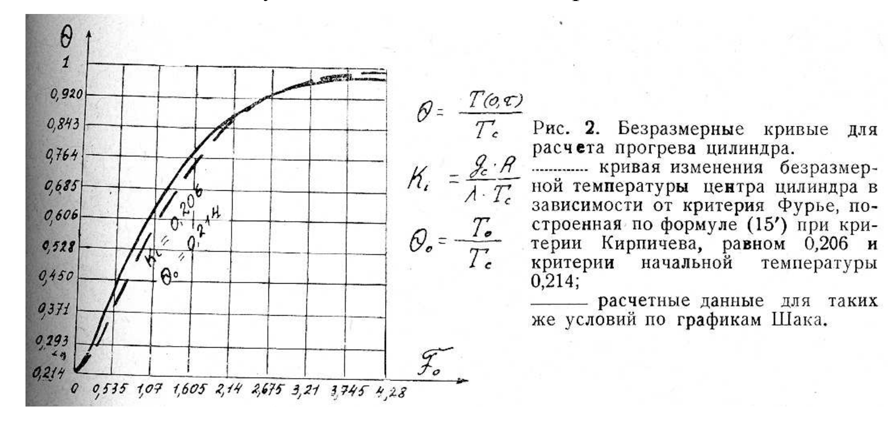


Рис. 2. Безразмерные кривые для расчета прогрева цилиндра.
.... кривая изменения безразмерной температуры центра цилиндра в зависимости от критерия Фурье, построенная по формуле (15′) при критерии Кирпичева, равном 0,206 и критерии начальной температуры 0,214;
——— расчетные данные для таких же условий по графикам Шака.

На рис. 2 показана кривая безразмерной температуры центра цилиндра (пунктирная линия), построенная по формуле (15').

Для сравнения сплошной линией показана безразмерная расчетная кривая, построенная по графикам Шака для тех же условий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дидкин В.А. и Кузнецов Н.И. Справочник по операционному исчислению, М.–Л., 1951.
2. Карслоу Х.С. и Эгер Д.Т. Операционные методы в прикладной математике, ГИТТЛ, М., 1948.
3. Иванцов Г.П. Анализ подобия нагрева металла в муфельной печи, Сборник "Промышленные печи", Металлургиздат, 1953.
4. Кирпичев М.В., Михеев М.А., Эйгенсон Л.С. Теплопередача, ГЭИ, М., 1940.
5. Лыков А.В. Теплопроводность нестационарных процессов, ГИТТЛ, М.-Л., 1948.
6. Лыков А.В. Теория теплопроводности, ГИТТЛ, М., 1952.
7. Немчинский А.Л. Тепловые расчеты термической обработки, Судпромгиз, 1953.
8. Иванцов Г.П. Нагрев металлов, Металлургиздат, М., 1950.
9. Тайц. Н.Ю. Технология нагрева стали, Металлургиздат, М., 1950.
10. Шваб В.А. Нестационарные температурные поля в твердых телах при изменяющихся граничных условиях, Вестник инженеров и техников, 3, 1935.
11. Эйгенсон Л.С. Моделирование, ГИ "Советская наука", М., 1952.
12. Бойков Г.П. Прогрев тел под действием лучистого тепла (диссертация), Томск, 1955.

ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

T – переменная температура тела, °K.

T_c – температура источника тепла, °K.

T_0 – начальная температура тела, °K.

g_c – лучистый поток от источника тепла в пустоту при степени черноты системы ε_n, $\frac{ккал}{м^2 час}$.

$g_{ci.}$ – лучистый поток на поверхности тела в итый момент времени, направленный внутрь тела, $\frac{ккал}{м^2 час}$.

τ – время, *час*.

x, r – текущие координаты, *м*.

R – половина толщины (радиус) тела, *м*.

λ – коэффициент теплопроводности, $\frac{ккал}{м\, час^0}$.

ε_n – приведенная степень черноты системы.

C_0 – коэффициент излучения черного тела, $\frac{ккал}{м^2 час^0 K^4}$.

$\alpha_{изл.}$ – коэффициент теплоотдачи излучением, $\frac{ккал}{м^2 час}$.

μ_n – корни характеристических уравнений: $\sin\mu = 0$; $J_1(\mu) = 0$.

a – коэффициент температуропроводности, $м^2/час$.

$K_i = \frac{g_c \cdot R}{\lambda \cdot T_c}$ – критерии Кирпичева.

$F_{01} = \frac{a\tau_1}{R^2}$ – критерии Фурье.

$\Theta = \frac{T}{T_c}$ – критерий безразмерной температуры.

$Q_{ci} = \frac{g_{ci}}{g_c}$ – критерий безразмерного лучистого потока.

$X = \frac{x}{R}$ – критерии безразмерной координаты.